

08.3;13.1

Влияние интерфейса на магнитное состояние в двухслойных пленках системы Fe–Bi

© Г.С. Патрин^{1,2}, В.Ю. Яковчук², С.А. Яриков^{1,2}, Я.Г. Шиян^{1,2}, В.П. Фурдык¹¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия² Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: patrin@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 22 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 22 февраля 2019 г.

Принято к публикации 4 марта 2019 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований двухслойных пленок в системе Fe–Bi. Обнаружено, что от очередности напыления магнитного и немагнитного слоев зависят как процесс намагничивания, так и поведение магнитного резонанса. Результаты объясняются образованием сильно анизотропного подслоя наногранулированного железа в пленочной структуре Bi/Fe.

DOI: 10.21883/0000000000

Интерес к пленочным наноразмерным структурам обусловлен не только фундаментальными проблемами физики конденсированного состояния вещества, но и развивающимися прикладными исследованиями для устройств спинтроники. В связи с этим возникают задачи по разработке новых наноразмерных материалов и поиску эффектов, пригодных для практического использования. В частности, использование в магнитной структуре в качестве немагнитной прослойки полупроводниковых или полуметаллических материалов значительно расширяет функциональные возможности (например, создание спинового лазера [1]). Это позволяет интегрировать в одной структуре как магнитные, так и полупроводниковые свойства исходных материалов [2] и индуцировать новые, не присущие им ранее.

В ряду полупроводниковых и полуметаллических элементов висмут выделяется тем, что он практически не образует химических соединений с 3d-металлами [3], что делает его удобным материалом при создании слоистых структур с резкой границей раздела.

В зависимости от технологии получают либо твердые растворы [4] при больших скоростях и высоких температурах напыления (пленки $\text{Fe}_x\text{Bi}_{1-x}$), либо пленочные структуры при малых скоростях напыления (Fe/Bi) [5]. В первом случае, как правило, реализуется магнитное состояние типа „спиновое стекло“, а во втором случае спектр проявлений гораздо шире.

Подробнее всего исследованы пленки в системе Co–Bi. В структуре $[\text{Co}/\text{Bi}]_{19}/\text{Co}$ [6] с суммарной толщиной < 100 nm и разными толщинами слоев Co и Bi установлено, что четкой слоистой структуры не получается, а возникает последовательность слоев висмута с вкраплениями гранул кобальта. Авторы объясняют этот результат тем, что в процессе напыления атомы Co пронизывают слои Bi, вызывая смешивание на границе раздела. Подобный результат получен для пленок MnBi при послойном напылении элементов и последующем отжиге структуры [7]. В трехслойных пленках

Co/Bi/Co [8] с толщиной прослойки $t_{\text{Bi}} = 1–30$ nm после отжига получается структура кобальта со случайно распределенными гранулами висмута.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств двухслойных пленок в системе Fe–Bi в зависимости от очередности нанесения магнитного и немагнитного слоев.

Пленки были получены методом термического испарения при базовом вакууме $P \sim 10^{-6}$ Торр. В качестве магнитного материала было выбрано железо в силу того, что в нашем случае легко контролировать образование метастабильных модификаций железа, чтобы не затушевывать межслоевое взаимодействие. При напылении для наведения оси легкого намагничивания в плоскости пленки прикладывалось магнитное поле ~ 16 kA/m. В одном цикле на стеклянные подложки напылялись пленки композиций Fe/Fe, Fe/Bi и Bi/Fe. Для всех пленок толщина магнитного слоя составляла $t_{\text{Fe}} \approx 10$ nm, а толщины висмута были $t_{\text{Bi}} = 15$ nm. Величина t_{Fe} была выбрана из тех соображений, чтобы она была довольно малой, но в то же время достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя не менялась при флуктуациях его толщины.

Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические измерения показали, что слои являются сплошными по площади и их состав соответствует номинальному. Никаких следов наличия соединений 3d-металл–висмут не обнаружено. Присутствия окислов железа также не обнаружено. Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco MultiMode (разрешение 1 nm). Установлено, что высота шероховатости поверхности не превышает 2.5 nm. Намагниченность измерялась на СКВИД-установке MPMS-XL. Магнитное поле лежало в плоскости пленки и при всех измерениях было направлено вдоль легкой оси. Для измерения резонансных свойств использовался ЭПР-спектрометр

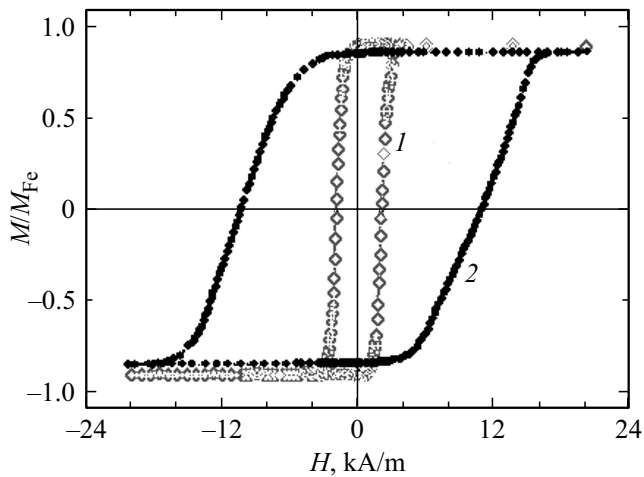


Рис. 1. Петли гистерезиса двухслойных пленок Fe/Bi (1), Bi/Fe (2) при $T = 300$ К.

„Bruker E 500 CW EPR“, действующий на частоте $f_{MWF} = 9.48$ GHz.

При измерении магнитных свойств было обнаружено, что форма кривой намагничивания двухслойной пленки зависит от очередности нанесения магнитного и немагнитного полуметаллического слоев. На рис. 1 приведены кривые намагничивания пленок Fe/Bi (1) и Bi/Fe (2), максимальная величина намагниченности нормирована на намагниченность насыщения реперной пленки чистого железа. Видно, что намагниченность насыщения практически одинаковая для обеих пленок, однако коэрцитивные силы пленок со слоем висмута „сверху“ (структура 1) и „снизу“ (структура 2) слоя железа существенно различаются (примерно в 5 раз). В нашем случае намагниченность лежит в плоскости пленки вдоль легкой оси, а это значит, что и в структуре 1, и в структуре 2 поле размагничивания одно и то же. Как известно [9], коэрцитивная сила пропорциональна магнитной анизотропии, а это дает основание считать, что на границе раздела ферромагнетик–полуметалл возникает дополнительная интерфейсная анизотропия.

Дополнительные данные были получены при изучении магниторезонансных свойств. На рис. 2 приведены спектры СВЧ-поглощения исследованных пленок. На рис. 2, а приведен спектр для реперной пленки чистого железа. Видно, что напыление второго слоя из висмута по-разному изменяет спектр магнитного резонанса в зависимости от очередности напыления магнитного и немагнитного слоев (рис. 2, b и c). Наиболее сильное изменение наблюдается для пленки композиции Bi/Fe. На рис. 3, а представлены температурные зависимости резонансных полей. Как известно [10], для магнитной пленки зависимость резонансной частоты (ω) от магнитного поля с учетом анизотропии формы и магнитной

анизотропии дается выражением

$$(\omega/\gamma)^2 = H(H + H_M + H_A), \quad (1)$$

где $H_M = 4\pi M$ — поле размагничивания, $H_A = 2K/(tM)$ — поле анизотропии, K — константа анизотропии, t — толщина магнитного слоя, γ — гиромагнитное отношение. Поскольку величина насыщения намагниченности одинакова для всех пленок (рис. 1), величина H_M также является одинаковой для всех пленок. Тогда из формулы (1) следует, что от очередности напыления

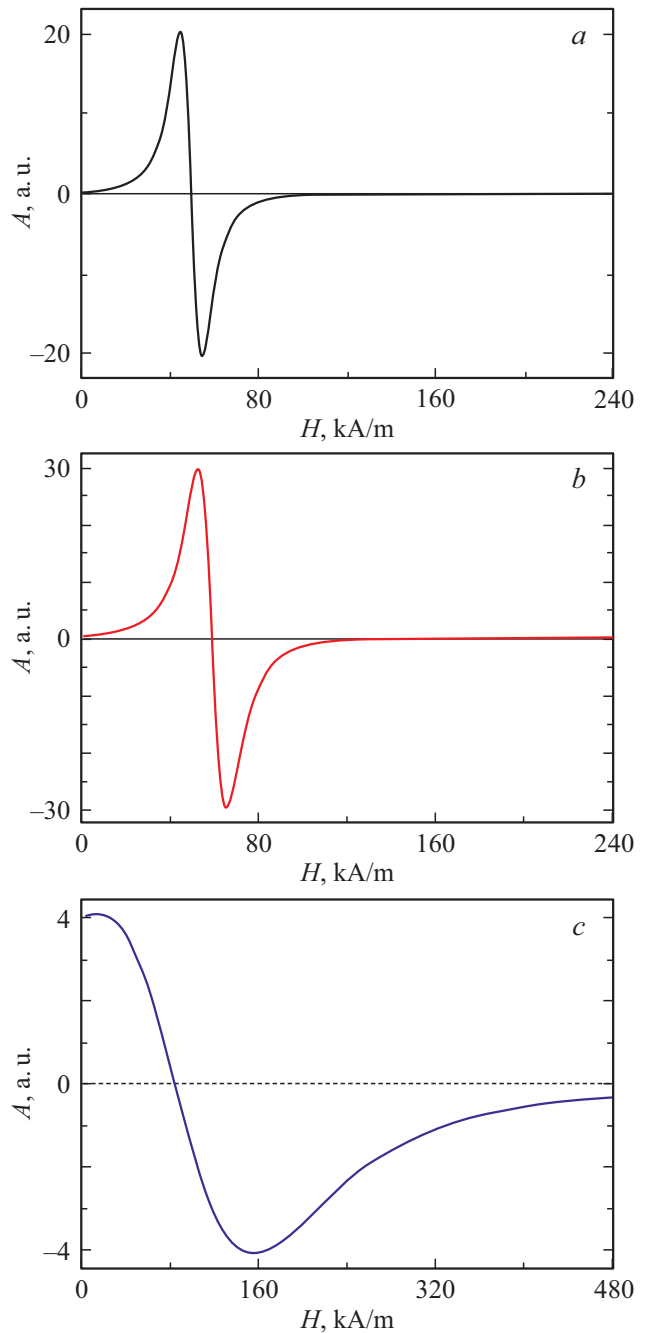


Рис. 2. Спектры СВЧ-поглощения пленок Fe/Fe (a), Fe/Bi (b), Bi/Fe (c) при $T = 300$ К. Внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси в плоскости.

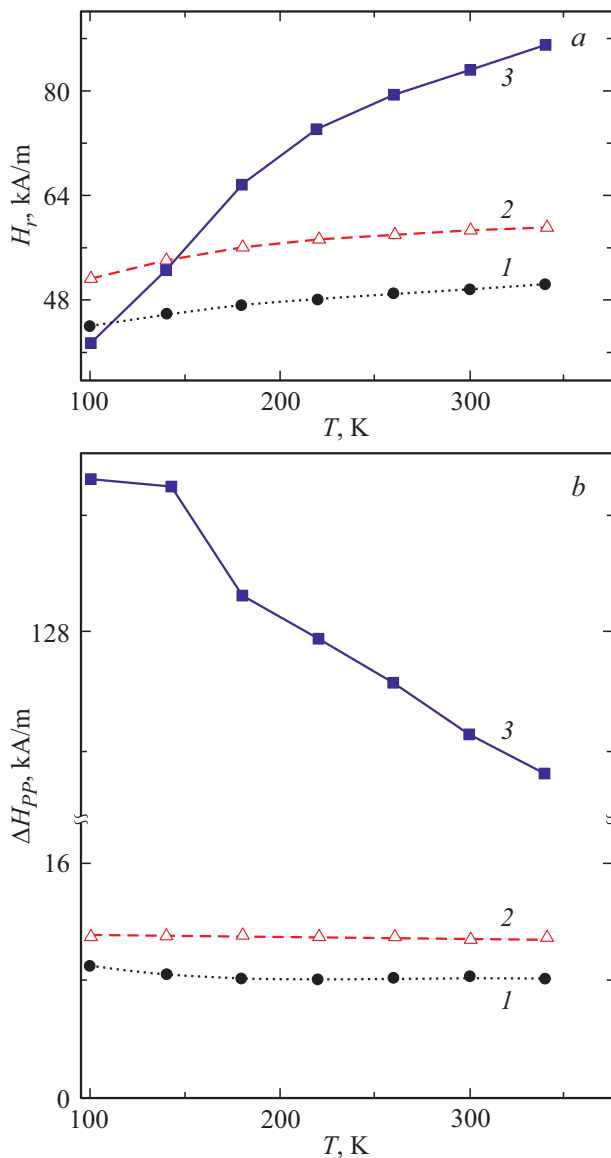


Рис. 3. Температурные зависимости параметров магнитного резонанса. *a* — резонансное поле, *b* — ширина резонансной кривой. 1 — Fe/Fe, 2 — Fe/Bi, 3 — Bi/Fe.

слоев зависит поле анизотропии. Еще сильнее различие проявляется в температурных зависимостях ширины линии ΔH_{PP} (рис. 3, *b*). Ширина линии для пленки Bi/Fe при азотных температурах почти на порядок больше, чем ΔH_{PP} для реперной пленки железа и пленки Fe/Bi.

Зависимость магнитных свойств пленочных структур от состояния интерфейса наблюдалась и раньше, например в системе Ni–Ge [11]. На границе раздела из-за перемешивания элементов образуется германид никеля, он проявляется тем сильнее, чем тоньше слой никеля. А в структуре Si(100)/Cu(1000)/Ni(60)/Co/Cu(30) [12] происходит ориентационный переход типа легкая ось–легкая плоскость в зависимости от толщины слоя кобальта. Здесь также главную роль играет состояние

интерфейса Co–Ni, где анизотропия кобальта меняется вследствие изменения его ближайшего окружения.

Однако в нашем случае на границе раздела магнитного и немагнитного слоев никаких соединений не образуется [3]. Можно предположить, что происходит реконструкция железа и вследствие этого изменение магнитного состояния. Здесь уместно вспомнить, что температура плавления железа равна ~ 1812 К, а температура плавления висмута всего ~ 545 К. В том случае, когда нижним слоем является железо (двухслойная структура Fe/Bi), ионы висмута, достигающие поверхности железа при напылении, имеют относительно невысокую энергию и не проникают глубоко в толщу Fe, т.е. на интерфейсе образуется достаточно резкая граница раздела элементов, где изменяется геометрия окружения железа. Эта часть железа и создает небольшую дополнительную магнитную анизотропию, что подтверждается небольшим различием резонансных полей и ширин линий для пленок Fe/Fe и Fe/Bi (рис. 3, кривые 1 и 2).

Ситуация кардинально меняется для структуры Bi/Fe. Здесь сильно разогретые высокоэнергетические ионы железа падают на слой висмута, который является легкоплавким. Железо проникает достаточно глубоко в толщину висмутового слоя. В результате образуются наноразмерные гранулы железа. Известно, что в наногранулированном состоянии частицы железа обладают гораздо большей анизотропией. Например [13], для частиц диаметром $d \approx 5.5$ nm константа анизотропии $K \approx 1.3 \cdot 10^5$ J/m³, тогда как для объемной фазы (bcc) она равна $K \approx 4.8 \cdot 10^4$ J/m³. Таким образом, для пленки Bi/Fe образуется дополнительная подсистема сильно анизотропных гранул железа, растворенных в висмуте, которая обменно связана со слоем железа. После напыления структуры в процессе ее охлаждения в магнитном поле дополнительно наводится анизотропия, которая существенно влияет как на процессы намагничивания, так и на динамику магнитной системы (рис. 3, кривые 3).

Полученные результаты являются важными при создании многослойных структур с полуметаллической прослойкой висмута. В этом случае необходимо учитывать неэквивалентность магнитных слоев и наличие дополнительного источника интерфейсной анизотропии. Более детальное исследование особенностей влияния гранулированной подсистемы железа на магнитные свойства многослойных структур в системе Fe–Bi и спиновую динамику будет представлено в другой работе.

Финансирование работы

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00161-а).

Список литературы

- [1] Виглин Н.А., Устинов В.В., Осипов В.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 3. С. 221–225.
- [2] Захарченя Б.П., Корнев В.Л. // УФН. 2005. Т. 175. № 6. С. 629–635.
- [3] Денисов В.М., Белоусова Н.В., Моисеев Г.С., Бахвалов С.Г., Истомин С.А., Пастухов Э.А. Висмутсодержащие материалы. Строение и физико-химические свойства. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. 526 с.
- [4] Chen Q.M., Cui F.Z., Fan Y.D., Li H.D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 7. P. 2452–2453.
- [5] Cui F.Z., Fan Y.D., Wang Y., Vredenberg A.M., Draaisma H.J.G., Xu R. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. N 2. P. 701–704.
- [6] Hozumi T., Le Clair P., Mankey G., Mewes C., Sepelri-Amin H., Hono K., Suzuki T. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. N 17. P. 17A737 (1–3).
- [7] Unger W.K., Stolz M. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 3. P. 1085–1089.
- [8] Vorobiova S.I., Shutylieva O.V., Pazukha I.M., Chornous A.M. // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. N 6. P. 203 (1–7).
- [9] Chikazumi S. Physics of ferromagnetism. 2nd ed. Oxford University Press, 2009. 497 p.
- [10] Heinrich B. Ferromagnetic resonance in ultrathin film structures // Ultrathin magnetic structures II. Measurement techniques and novel magnetic properties / Eds B. Heinrich, J.A.C. Bland. Berlin: Springer, 2000. P. 195–222.
- [11] Эдельман И.С., Патрин Г.С., Великанов Д.А., Черниченко А.В., Турпанов И.А., Бондаренко Г.В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. В. 5. С. 310–313.
- [12] Lee J., Lauhoff G., Bland J.A.C. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. N 10. P. R5728–R5731.
- [13] Mehdaoui B., Meffre A., Lacroix L.-M., Carrey J., Lachaize S., Respaud M., Gougeon M., Chaudret B. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. N 9. P. 09A324 (1–3).